



TITLE:

ゼオライト中吸着 $^3\text{He}$ の運動状態  
(北海道大学理学部物理学教室, 修士  
論文題目・アブストラクト(1986年  
度))

AUTHOR(S):

金田, 俊信

---

CITATION:

金田, 俊信. ゼオライト中吸着 $^3\text{He}$ の運動状態(北海道大学理学部物理学教室, 修士論文題目・アブストラクト(1986年度)). 物性研究 1987, 48(4): 419-421

ISSUE DATE:

1987-07-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/92592>

RIGHT:

ゼオライト中吸着 $^3\text{He}$ の運動状態

金 田 俊 信

$^3\text{He}$ の研究において、近年種々の固体表面あるいは多孔質物質に吸着される事によって系の自由度を人工的に制御された $^3\text{He}$ 系すなわち Restricted Geometry 中の $^3\text{He}$ に興味を持たれている。これらの系において $^3\text{He}$ は、吸着基盤との相互作用、および吸着空間の Geometry によって運動を制限されている。そして、基盤の特徴を反映した、バルクとは異なった新しいふるまいが現われると思われる。

そこで我々は $^3\text{He}$ の吸着基盤として $^3\text{He}$ 原子のわずか2～3倍の直径にすぎない、きわめて狭い空孔が規則的に配列しているという、他にない特徴を持ったゼオライトのうち3次元的な空孔構造を持ったNa-Y Zeoliteを選んだ(図1)。

Na-Y Zeolite に吸着された $^3\text{He}$ については比熱、吸着特性による研究から、吸着量 4 atoms / cage を境に $^3\text{He}$ の運動状態が大きく異なっていることが明らかにされた。その違いについて手短かに言えば、吸着量の少ないとき、すなわち  $n < 4$  atoms / cage では空孔壁面に存在するカチオン( $\text{Na}^+$ )の作る van der Waals ポテンシャルが $^3\text{He}$ に強く働き、 $^3\text{He}$ は局在するのである。このカチオンの局在ポテンシャルの大きさは、温度に直すと $\sim 30\text{ K}$  ( $n = 0.4$  atoms / cage) である。

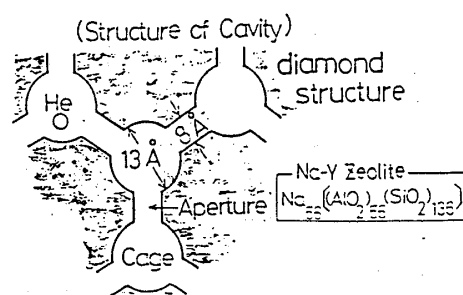


図 1

一方吸着量の多いとき ( $n > 4$  atoms / cage) には、 $^3\text{He}$  はきわめて狭い空間にとじこめられているにもかかわらず、局在することなく、低温に至るまで液体としてふるまっている。そして、さらに約 0.2 K で Fermi 縮退を起こすことが比熱の結果から考えられるのである。

我々は、ゼオライト中に吸着された $^3\text{He}$ の運動状態を、よりミクロな立場から明らかにするために、Pulse NMR 法を用いて、液体 $^3\text{He}$ の自己拡散係数を直接測定するとともに、Spin-Lattice 緩和時間  $T_1$  もあわせて測定した。

$n < 4$  atoms / cage では $^3\text{He}$ の $T_1$ は $T \lesssim 6\text{ K}$ で長短2つの成分を持っている(図2)。長い方の $T_1$  ( $T_{1L}$ )、短い方の $T_1$  ( $T_{1S}$ )の温度依存は定性的に異なっている。 $T_{1S}$ は温度に対してなめらかに変化している。他方 $T_{1L}$ は activation type の温度依存を示す(図3)。そ

して activation energy すなわち  $^3\text{He}$  に対する局在ポテンシャルの大きさは、カチオンの作る局在ポテンシャルと comparable である (図4)。したがって  $T_{1S}$  が2成分あること、ならびに  $T_{1S}$  のふるまいに対しては未だ理解するに至っていないが、少なくとも  $T_{1L}$  に関してはカチオンの局在ポテンシャルを反映しているとして理解できる。

$n > 4$  atoms/cage でのゼオライト中液体  $^3\text{He}$  の自己拡散係数  $D$  は、バルクの液体  $^3\text{He}$  と比べると1桁近く小さく (図5),  $^3\text{He}$  の運動が制限されていることを明らかにしている。また  $T_1$  は2成分になることはなく、常に1成分である。その共鳴周波数依存性は、3~5K を境に高温側と低温側で異なっている。高温側 ( $T \gtrsim 5\text{K}$ ) では、 $T_1$  は共鳴周波数によらない (図6)。これは、3次元的な拡散運動をしている流体の  $T_1$  の特徴である。一方

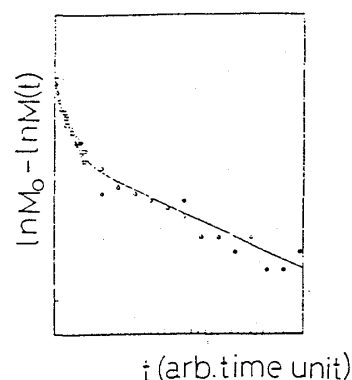


図 2

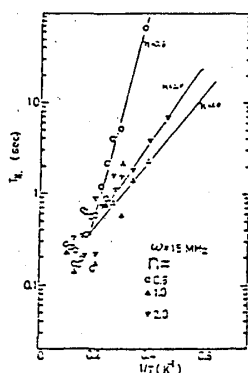


図 3

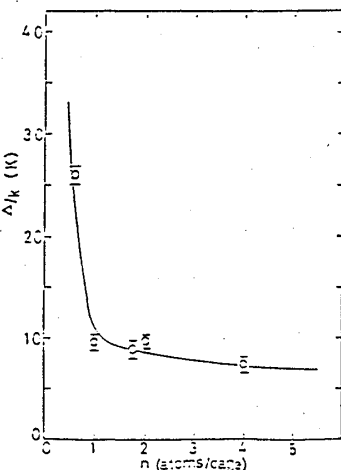


図 4

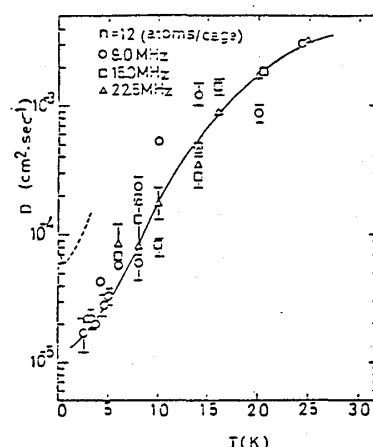


図 5

低温側 ( $T \lesssim 3\text{K}$ ) では  $T_1$  は共鳴周波数  $\omega$  に比例して長くなっている (図7)。この  $T_1 \propto \omega$  のふるまいは、拡散運動が2次元的である流体の  $T_1$  の特徴として知られている。したがって 3~5K において  $^3\text{He}$  の運動状態は、3D的なものから2D的なもののヘクロスオーバーを起こしているとして理解できる。これは  $^3\text{He}$  の壁面に垂直な方向の運動モードが低温では熱励起されないと考えれば定性的には理解できる。また3D的な運動をしている液体とみなせる高温側においても、 $T_1$  の値がバルクの液体  $^3\text{He}$  と比べて2桁以上も短かいなど、バルクとは異なったふるまい、すなわち運動状態であると考えることができる。

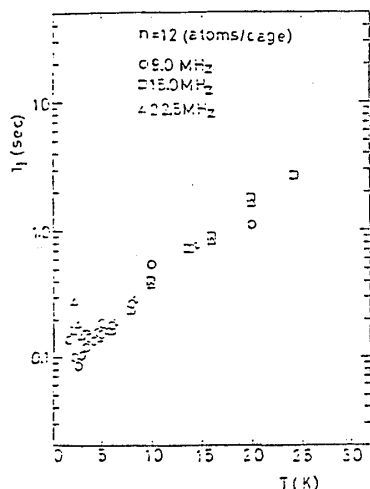


図 6

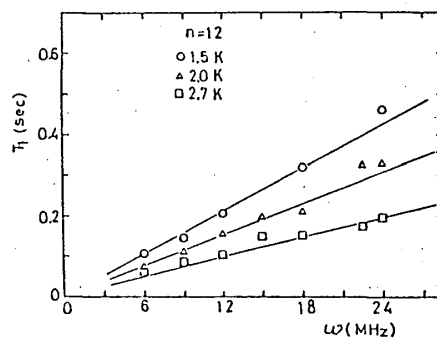


図 7

## 5. イジング・リエントラントスピングラス： $\text{Fe}_x\text{TiS}_2$

佐藤 哲也

近年、スピングラス研究の分野において、最も興味を持たれている事柄の一つに、リエントラントスピングラス転移と呼ばれる以下の様な現象がある。一般に、スピングラスとなる物質においては磁性原子の濃度が大きくなると、ある濃度  $x_T$  を境にスピングラスから強磁性へと変化する。このとき、 $x_T$  よりも濃度が少し大きい領域においては、温度が低下するにしたがって常磁性→強磁性→スピングラスと転移する。普通の相転移の場合と異なり、低温側に無秩序状態が現れる点が特に注目される。また、このスピングラス相は単純なスピングラス状態ではなく、強磁性相との共存相であることが知られている。リエントラントスピングラスは、理論的にその存在が予測され、<sup>2)</sup> また実験的な検証も数多く成されている。

遷移金属ダイカルコゲナイト  $\text{TiS}_2$  は、同一平面内に六方格子を組んだ Ti 層を、同様に六方格子にならんだ S 層が上下に挟んだ、S-Ti-S 層からなる  $\text{CdI}_2$  型結晶構造を持つ。これらの単位層どうしは弱い Van der Waals 力によって結ばれ  $c$  軸方向に積み重なっている。この弱い Van der Waals gap に Fe が入り込んだ（インターカレート）ものが  $\text{Fe}_x\text{TiS}_2$  である。 $x=1/4$ ,  $1/3$ ,  $1/2$  のときには超格子構造を成すが、その他の場合、Fe を任意の濃度でランダムにインターカレートさせることができる。